

О СТРУКТУРЕ УДАРНЫХ ВОЛН БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ И АРГОНЕ¹

З. А. Петчек, Р. И. Солоухин, С. Ж. Токтомышев

(Варшава, Новосибирск)

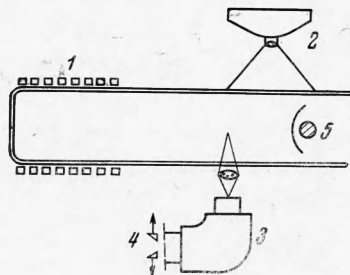
Электроразрядные ударные трубки получили сейчас широкое распространение как устройства для изучения физико-химических процессов в ударных волнах при температуре газа за фронтом порядка 10^5 °К. Расширение диапазона температур и скоростей газа в получаемых таким методом ударных волнах, в сравнении с диафрагменными ударными трубками, обеспечивается большей «динамичностью» расширяющегося магнитного поля разряда, «вмороженного» в плазму небольшой плотности

$$u_{\max} \approx H / \sqrt{\pi r} \sim 10^7 - 10^9 \text{ см/сек}$$

В то время как предельные скорости нестационарного истечения «толкающих» высокоэнтальпийных нейтральных газов ограничены величиной порядка

$$u_{\max} = 2/(\gamma - 1) c_0 \approx 8 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$$

При практическом использовании электроразрядных ударных трубок выявились серьезные принципиальные трудности, связанные, главным образом, с резким сокращением, а иногда и с полным отсутствием горячей «пробки» сжимаемого газа перед толкающим газовым поршнем — разрядной плазмой [1]. Отделение разрядной плазмы от термической можно наблюдать лишь при начальных давлениях выше 0.05—1 мм рт.ст. и для чисел Маха в воздухе ниже 30—35, а в аргоне ниже 10—15 [2,3]. Использование безэлектродного (индукционного) разряда для получения ударных волн, как будет показано ниже, не снимает этого рода ограничений и трудностей.



Фиг. 1. Схема установки: 1 — разрядная катушка, 2 — фоторегистратор, 3 — спектрограф, 4 — фотозлектрическая приставка для записи во времени интенсивности двух линий спектра испускания водорода

Существование заметных отклонений от одномерности и регулярности течения в электроразрядных ударных трубках предъявляет особые требования к контролю за состоянием газа за фронтом генерируемых ударных волн, причем в этом случае первостепенное значение приобретают измерения распределения температуры газа. В данной работе приводятся результаты систематических измерений распределения температуры плазмы за фронтом сильных ударных волн в воздухе и аргоне, полученные тремя независимыми методами. Дается обоснование «гидродинамического» метода измерения температуры в сверхзвуковом потоке плазмы, предложенного в работах [4, 5], на основе его сопоставления с проводимыми одновременно спектроскопическими измерениями. Обсуждаются особенности формирования и распространения ударных волн в трубках безэлектродного разряда.

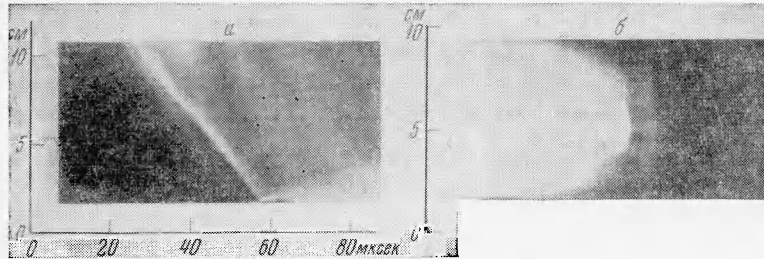
1. Описание установки и методов измерений. Опыты проводились на установке, схема которой показана на фиг. 1. Разрядная емкость 1 мкф, заряженная до напряжения 30 кВ, разряжалась через восьмивитковую катушку длиной 10 см, расположенную у торца стеклянной трубки диаметром 8.6 см. Период колебаний разрядного контура 22 мксек, напряжение пробоя обеспечивалось при давлениях воздуха или аргона (обычно с добавкой 1% водорода) в пределах от 1 до 10^{-3} мм рт.ст.

Измерение распределения электронной температуры за фронтом ударной волны производилось методом относительных интенсивностей двух водородных спектральных линий (H_β и H_α), световой поток которых ограничивался двумя щелями шириной 0.5 мм на выходе спектрографа ИСП-51 (с камерой $f = 270$ мм при средней дисперсии около $30 \text{ \AA}/\text{мм}$) с отдельным фотометрированием свечения во времени двумя фотоумножителями. Обработка осциллограмм, тарировка каналов и вычисления температуры аналогичны ранее описанным нами измерениям [6]. Оцениваемая в данном методе погрешность измерений составляет 2—3% измеряемой величины.

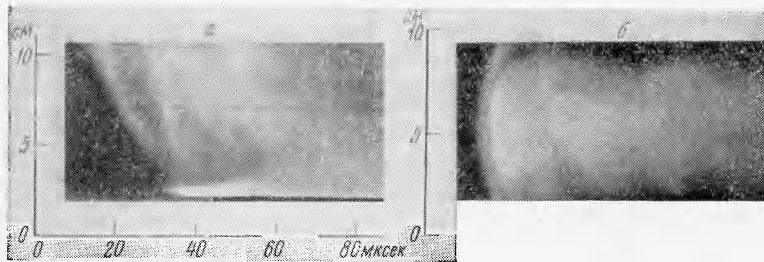
Другой независимый метод оценки температуры газа за ударным фронтом основывался на измерении распределения электронной концентрации плазмы во времени путем развертки спектра свечения и определения изменения полуширины спектральной линии излучения водорода H_β

$$n_e = 3.4 \cdot 10^{14} (\Delta\lambda)^{3/2}$$

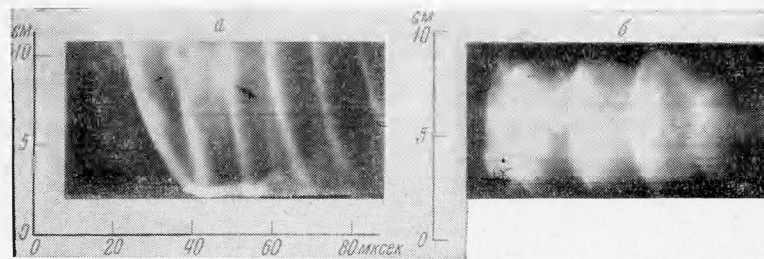
Здесь полуширина линии $\Delta\lambda$ выражена в Å° [7'8]. Развертка спектра производилась фоторегистратором с линейной скоростью изображения 400 м/сек (2.5 мксек/мм). Спектр регистрировался на фотопленку типа РФ-3, а его отдельные участки затем обрабатывались на микрофотометре. Погрешность в измерении концентрации электронов данным методом можно оценить величиной порядка 15–20%, а соответствующий пере-



Фиг. 2: *a* — развертка свечения процесса, аргон, $P_1 = 0.7$ мм рт. ст., 27 см от катушки; *b* — развертка через поперечную щель, метод компенсации движения газа



Фиг. 3: *a* — развертка процесса в аргоне в режиме разрядной и термической плазмы, $P_1 = 0.05$ мм рт. ст., 27 см от катушки; *b* — развертка методом компенсации



Фиг. 4: *a* — развертка процесса вблизи катушки (7 см от конца), аргон, $P_1 = 0.35$ мм рт. ст.; *b* — развертка методом компенсации

счет данных по формулам ионизационного равновесия позволяет определить температуру с точностью примерно 4–5%

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{2}{5040\phi/T + 1.5} \frac{\Delta n}{n}$$

Здесь ϕ — потенциал ионизации аргона, в котором были получены наиболее четкие развертки спектров.

Наконец, для измерений температуры гидродинамическим методом использовались щелевые развертки обтекания модели — боковой поверхности цилиндра — сверхзвуковым потоком плазмы за фронтом ударной волны. Модель (диаметр 8, длина 72 мм) устанавливалась на различных расстояниях от катушки в центральной части сечения трубки. Изменение во времени положения отсоединенного скачка уплотнения у поверхности модели позволяет определить изменение числа Маха потока M по известной зависимости относительного расстояния от параметров течения

$$\delta/R = f(M, \gamma)$$

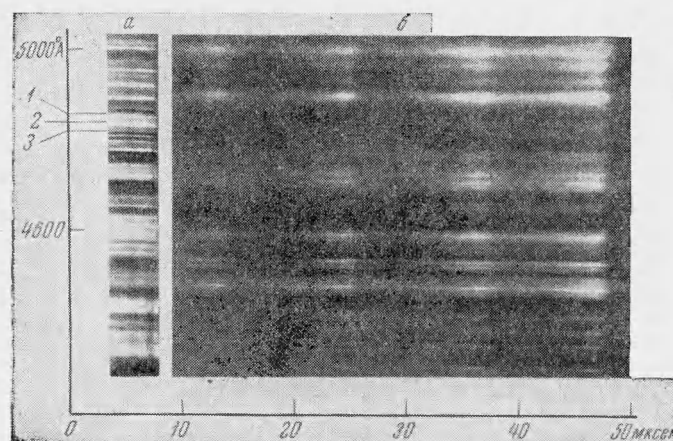
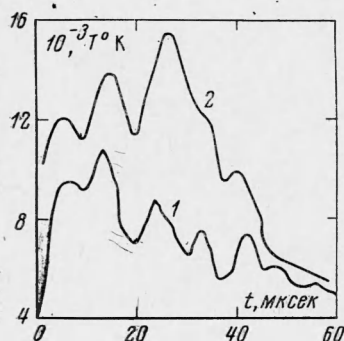
Найденная из наклона следов оптических возмущений на тех же развертках скорость газа позволяет определить скорость звука, которая связана с температурой известной формулой

$$C^2 = [1 + \alpha(\rho, T)] \gamma RT / \mu(\rho, T)$$

Здесь α — степень ионизации, а μ — средний молекулярный вес газа. Пользуясь табличными данными [9] и расчетами [10], можно установить, что в условиях описываемых ниже опытов зависимость скорости звука от плотности более слабая, чем от температуры: ошибка в определении плотности среды даже на порядок приведет к погрешности в определении температуры по приведенной выше формуле всего на несколько процентов. Поэтому предел точности данного метода определяется главным образом погрешностями измерения скорости среды по следам оптических возмущений. Так, например, при сильно искривленных траекториях следов средний разброс измерений углов их наклона в отдельных участках развертки может достигать 10%, в то время как при относительно постоянной скорости потока точность измерения числа M может быть доведена до 1%. Максимальный разброс данных о температуре, полученных гидродинамическим методом, следует все же оценить величиной порядка 15–20%.

Несмотря на ряд недостатков (ограничение в точности, возмущение потока, некоторая инерционность, определяемая временем установления скачка уплотнения), гидродинамический метод измерения температуры обладает рядом преимуществ: а) он имеет самостоятельный интерес при исследовании обтекания тел плазмой; б) метод применим не только при исследовании ударных волн, но и в большинстве импульсных

Фиг. 5. Изменение температуры за фронтом волны (аргон, $p_1 = 0.35$ мм рт. ст., 7 см от разрядной катушки): 1 — осциллограмма свечения одной из двух фотометрируемых водородных линий (H_{β}), в условных единицах; 2 — профиль изменения температуры

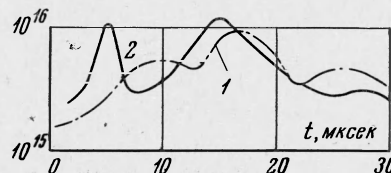


Фиг. 6. Спектр свечения аргона с 1% добавкой водорода (а) и развертки спектра, 7 см от катушки, $p_1 = 0.35$ мм рт. ст.: 1 — линия аргона 4887 Å; 2 — линия водорода 4861 Å; 3 — линия аргона 4847 Å

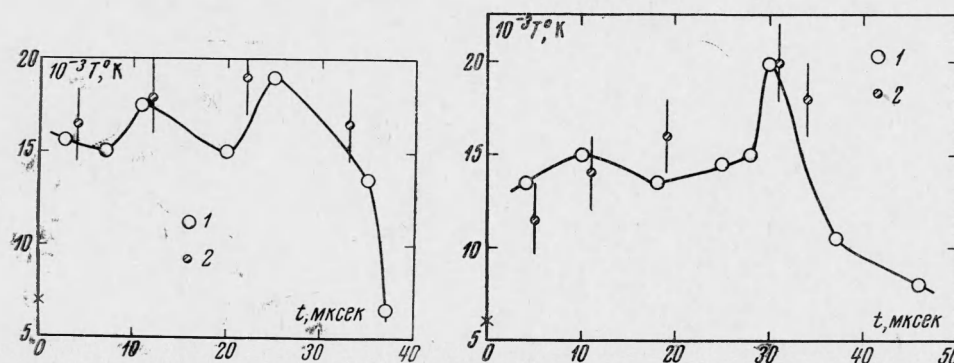
установок типа инжекторов и ускорителей плазмы; в) представляет интерес использование гидродинамического метода для контроля за установлением термодинамического равновесия в высокотемпературных потоках газа, совместно с другими методами диагностики состояния газа; г) наконец, в отличие от большинства спектроскопических методов, данный способ позволяет измерить изменение во времени не электронной, а ионной температуры плазмы.

2. Описание процесса и результаты измерения температуры. Последовательность гидродинамических явлений, сопровождающих безэлектродный пробой газа в трубке, иллюстрируют фоторазвертки самосвечения плазмы, полученные при различных ориентациях съемочной щели (фиг. 2—4). Там же можно видеть распределение свечения газа при торможении потока у боковой поверхности цилиндра, установленного в центральной части трубки. На развертках благодаря разнице в яркости хорошо заметно разделение термической и разрядной плазмы за фронтом ударных волн с относительно небольшими числами Маха. Особенно наглядно это разделение проявляется при отражении волны от поверхности модели. На фиг. 2—4 приведены также «моментальные» снимки распределения свечения у края расширяющегося плазменного «поршня», полученные через щель, поперечную по отношению к оси трубки, в компенсационном режиме работы фоторегистратора, когда изображения фотографируемого объекта и пленка не имеют относительного движения. На этих снимках можно также наблюдать слияние разрядной и термической плазмы, которое обнаруживается при числах Маха волны выше $M_1 = 16$ в аргоне, при давлениях ниже $0.06-0.07$ мм рт. ст. Несмотря на то, что факт перемешивания плазмы уже отмечался в литературе [1-3], ниже еще раз остановимся на причинах, вызывающих это явление.

На фиг. 5 показана типичная осциллограмма записи свечения одной из двух водородных линий в плазме аргона на расстоянии 7 см от края катушки. На этом же графике приведены результаты обработки осциллограмм для получения распределе-



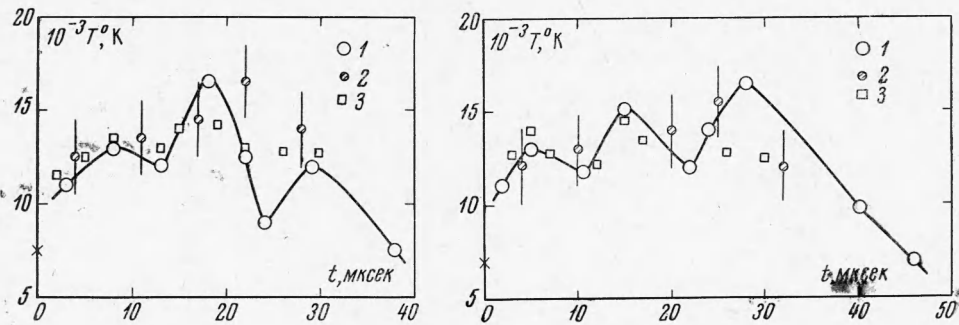
Фиг. 7. Профиль изменения концентрации электронов за фронтом ударной волны в аргоне, найденный из разверток спектра, запись на расстоянии 7 см от катушки: 1 — $p_1 = 0.1$ мм рт. ст.; 2 — $p_1 = 0.35$ мм рт. ст.



Фиг. 8. Сравнение данных об изменении температуры за фронтом ударной волны в воздухе, 7 см от края катушки: 1 — спектральные измерения, 2 — гидродинамический метод; а — $p_1 = 0.35$ мм рт. ст.; б — $p_1 = 0.7$ мм рт. ст. Крестиком на оси указаны расчетные значения температуры равновесной термической плазмы для данной скорости ударной волны

ния во времени температуры плазмы в выбранной точке наблюдения. Следует отметить, что аналогичные записи, сделанные на расстоянии от катушки, равно нескольким диаметрам трубки, регистрируют более плавное изменение свечения, как это можно видеть также и на фоторазвертках фиг. 2 и 3. Распределение свечения в воздухе, за исключением разницы в амплитуде сигнала, мало отличается от данных, полученных в аргоне.

Спектр свечения плазмы аргона с добавкой 1% водорода и развертки этого спектра, записанные в центральной части трубки на расстоянии 7 см от края катушки, приведены на фиг. 6. Можно заметить, что свечение линий аргона и водорода начинается практически одновременно. На фиг. 7 приведены данные о распределении электронной

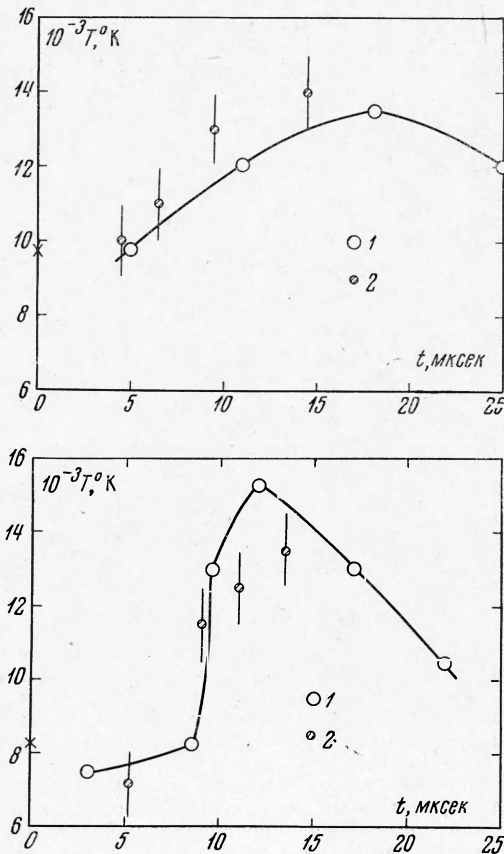


Фиг. 9. Сравнение данных о температуре за фронтом ударной волны в аргоне, 7 см от катушки: 1 — спектральные измерения, 2 — гидродинамический метод, 3 — определение температуры по данным об электронной концентрации; а — $p_1 = 0.1 \text{ мм рт. ст.}$; б — $p_1 = 0.35 \text{ мм рт. ст.}$

концентрации во времени, полученные из разверток спектра по изменению полуширины линии H_β для двух различных опытов, проведенных при различных начальных давлениях газа. Данные о распределении температуры, полученные из найденного таким способом распределения электронной концентрации для аргона, будут в дальнейшем сравниваться с результатами измерений температуры другими методами.

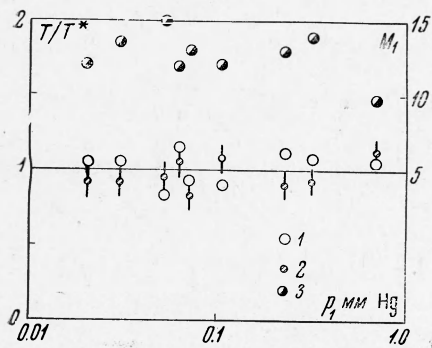
На фиг. 8 сравниваются результаты измерений хода температуры за фронтом ударной волны в воздухе для двух различных опытов, в которых регистрация производилась на расстоянии 7 см от конца катушки. Крестиком на оси указана расчетная температура равновесной термической плазмы воздуха за фронтом ударной волны, имеющей данную скорость. Как видно из этих графиков, спектроскопические данные и измерения температуры гидродинамическим методом совпадают в пределах точности эксперимента. Более плавное изменение «гидродинамических» данных вызвано, как уже отмечалось, его некоторой инерционностью, определяемой конечным временем формирования скачка уплотнения у поверхности обтекаемой модели. Можно также убедиться в том, что вблизи катушки измеренная температура существенно выше расчетной «газодинамической». Это объясняется тем, что в данном случае (вблизи катушки) измеряется температура разрядной плазмы, так как на фоторазвертках в этом режиме нельзя обнаружить разделение разрядной и термической плазм.

Аналогичные измерения, проведенные для аргона, на фиг. 9 сравниваются с данными о распределении температуры, полученными из измерений хода концентрации элект-



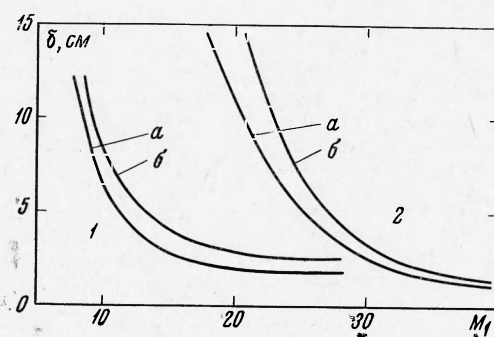
Фиг. 10. Сравнение данных об изменении температуры за фронтом ударной волны в аргоне, 27 см от катушки: 1 — спектральные измерения, 2 — гидродинамический метод; а — $p_1 = 0.06 \text{ мм рт. ст.}$, б — $p_1 = 0.08 \text{ мм рт. ст.}$

ронов. Здесь также имеется хорошее совпадение результатов, полученных тремя независимыми методами измерения температуры. Наконец, на фиг. 10 приведены данные измерений для двух различных режимов распространения ударных волн в аргоне вдали (27 см) от конца катушки. Несмотря на разницу в форме профиля температуры за фронтом, гидродинамический и спектроскопический методы здесь также дают близкие результаты. Можно отметить, что колебания скорости газа за фронтом волны



Фиг. 11

Фиг. 11. Сравнение данных о температуре, измеренной различными методами вблизи фронта, с расчетной равновесной температурой T^* термической плазмы аргона за фронтом плоской одномерной ударной волны: 1 — спектральные измерения, 2 — гидродинамический метод. Измерения проводились в режиме «разделения» разрядной и термической плазмы. На графике приведены также значения чисел Маха ударных волн для каждого из опытов (3)



Фиг. 12

Фиг. 12. Результаты расчета для оценки характерной длины скин-слоя в термической плазме за фронтом ударных волн в аргоне (1) и в воздухе (2): а — радиус трубки $R = 2$ см, б — $R = 4$ см

сильно уменьшаются с удалением от «ударной» катушки — от $\pm 25\%$ при $L = 7$ см до $\pm 10\%$ при $L = 27$ см. Аналогичные оценки изменения числа Маха потока дают соответственно ± 10 и $\pm 3\%$ при среднем значении чисел $M_n = 1.7-2$. Эффект разделения разрядной и термической плазмы наиболее заметен при относительно большом удалении от катушки (см., например, фиг. 10, а).

3. Обсуждение результатов и заключение. Из полученных данных следует, что в условиях описываемых опытов как в разрядной плазме, так и в термической «пробке» (там, где она существует) каких-либо отклонений от термодинамического равновесия не наблюдается. Об этом наглядно свидетельствует совпадение результатов измерений температуры среды тремя независимыми и принципиально различными методами. Важно отметить, что при относительно небольших числах Маха ударных волн, когда термическая и разрядная плазмы еще разделяются, измеренная температура газа, с разрешением во времени менее 5 мксек хорошо согласуется с равновесными расчетными данными, полученными для одномерных ударных волн в аргоне. Для иллюстрации этого совпадения на фиг. 11 приведена зависимость отношения измеренной температуры вблизи фронта к расчетной — для различных начальных давлений в аргоне. На том же графике приведены значения чисел Маха для ударных волн в опытах, которые были выбраны для обработки. Заметим, что числа Маха ударных волн, генерируемых при безэлектродном разряде, слабо зависят от начального давления газа в пределах его изменения от 0.01 до 0.7 мм рт. ст.

Для практического применения электроразрядных ударных трубок важное значение приобретает вопрос об оценке «практических» условий генерирования ударных волн с разделенной термической и разрядной плазмами. Попытаемся следующим образом оценить предельные числа Маха ударных волн, выше которых должно происходить «пробивание» термической пробки струей разрядной плазмы в центральной части сечения трубки. Если учесть существование значительных магнитных давлений в плазме разряда, можно ожидать принципиальных изменений в гидродинамическом режиме ее истечения в среду с конечным давлением в том случае, когда характерная толщина скин-слоя в формируемой термической пробке станет сравнимой с радиусом трубки. Центральная и пристеночная области течения в этом случае будут неравнозначны с точки зрения гидродинамического сопротивления течению разрядной плазмы, так как

поле, а следовательно, и сопротивление, в центральной части трубки должны быть ниже, чем на периферии. При меньших числах Маха, т. е. при меньшей проводимости термической плазмы и большой толщине скин-слоя, магнитное поле будет свободно проникать в термическую плазму, и течение должно быть примерно таким же, как и в диафрагменных ударных трубках.

Для удобства подобного рода оценок на фиг. 12 приведены расчетные графики зависимости толщины скин-слоя δ в газе за фронтом ударных волн в воздухе и аргоне, вычисленные по формуле

$$\delta^2 = c^2 R / 4\pi\sigma u$$

где σ — проводимость, а u — скорость газа для различных радиусов трубки R в виде зависимости от числа Маха при начальном давлении газа 1 мм рт. ст. Сопоставляя данные различных авторов [2,3,5,11], полученные на электроразрядных трубках самых различных типов, размеров и конфигураций, можно убедиться, что описанный способ оценки «критических» чисел Маха $M = M_*$ ударных волн полностью соответствует значениям $M = M_0$ из опытных наблюдений; формирование пробки прекращается именно при тех режимах течения, когда термическая плазма становится хорошим проводником. Результаты такого сопоставления приводятся ниже с указанием радиусов трубок R мм, начального давления p_0 мм Hg, а также литературных источников; в первой строке данные настоящей работы.

	R	p_0	M_*	M_0	
Аргон	40	0.01—0.7	16	16—17	
Аргон	5—15	1—10	17	16—19	[3]
Воздух	15	0.2—0.5	35	35—37	[2, 5]
Воздух	28.5	0.5—0.7	32	25—40	[11]

В заключение авторы выражают признательность В. Кихтенко и А. Кочееву за помощь в проведении эксперимента.

Поступила 18 III 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Cloupeau M. Interpretation of Luminous Phenomena Observed in Electromagnetic Shock Tubes. Phys. Fluids, 1963, 6, 679.
2. Soloukhin R. I. The Stream Structure and Bow Waves in Electromagnetic Shock Tubes. Proc. VII Intern. Confer. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, 1966, p. 800.
3. Hermel A., Seliger K. Untersuchungen über das Auftreten Selbstleuchtender Stoßfronten in elektromagnetisch betriebenen Stobrohren. Monatsber Dtsch. Akad. der Wissensch. aften zu Berlin, 1965, 4, 7, 287.
4. Pietrzyk Z. A. Speed Measurement of Gas and Sound Downstream of a Shock Wave in an Elektromagnetic Shock Tube. Archiwum mechaniki stosowanej, 1964, 2, 16.
5. Воротникова М. И., Солоухин Р. И. О структуре потока в электроразрядных ударных трубках. ПМТФ, 1964, № 5, стр. 138.
6. Солоухин Р. И., Токтомышев С. Ж. К измерениям температуры за фронтом детонации в газе. ПМТФ, 1965, № 5, стр. 124.
7. Дикерман П. Д. Спектроскопическое определение температуры плазмы. В сб. Получение и исследование высокотемпературной плазмы. Изд. иностр. лит., 1962, стр. 178.
8. Дронов А. П., Свиридов А. Г., Соболев Н. Н. Исследование состояния криптона за ударной волной. Оптика и спектроскопия, 1961, т. 10, 3, стр. 312.
9. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. Изд. Машиностроение, 1965.
10. Jones N. R., McChesney M. Equilibrium Ionization Calculations for Normal and Oblique Shock Waves in Argon. Proc. Phys. Society, 1963, т. 181, 2, стр. 223.
11. Макаров Ю. В., Максимов А. М. Исследование структуры фронта свечения в электромагнитных трубках. ЖТФ, 1965, т. 35, 2, стр. 223.